



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

ULB

# Ein physikalisches Modell für die Beschreibung von Lichtstreuprozessen

Scheuter, Karl R.; Rodriguez-Giles, Jorge; Fischer, Gerhard  
(1982)

DOI (TUpriints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00014023>

License:



CC-BY 4.0 International - Creative Commons, Attribution

Publication type: Article

Division: 16 Department of Mechanical Engineering  
16 Department of Mechanical Engineering

Original source: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/14023>

---

Sonderdruck aus: DIE FARBE 30 (1982), Nr. 1/6

**Gerhard Fischer\***, **Jorge Rodriguez-Giles\*\*** und **Karl R. Scheuter\*\*\***,  
DARMSTADT:

**Ein physikalisches Modell für die Beschreibung von  
Lichtstreuprozessen**

Gerhard Fischer\*, Jorge Rodriguez-Giles\*\* und Karl R. Scheuter\*\*\*,  
DARMSTADT:

## Ein physikalisches Modell für die Beschreibung von Lichtstreuprozessen

DK 535.362  
676.34

Nach qualitativer Prüfung einiger bekannter Ansätze zur Beschreibung von Streuprozessen wird ein einfaches Modell für das Streuverhalten von gestrichenen Papieren bei Linienrasterdruck vorgestellt. Hierbei wird das Streuverhalten durch eine Kenngröße charakterisiert. Es zeigt sich, daß der Remissionsgrad vom Streuverhalten des Bedruckstoffes und von der Frequenz des Linienrasters abhängt. Mit einem speziellen Meßverfahren konnte die Anwendbarkeit des Modells überprüft und für gut befunden werden.

A qualitative comparison of some well known equations describing light scattering processes yielded a simple model for the scattering mechanism in coated papers showing a line screen print. The scattering mechanism is characterized by one parameter only. The diffuse reflexion rate proved to depend on this parameter, i. e. on the scattering properties of the paper, and on the frequency of the printed line screen. The model was scrutinized by means of a special measuring method and found to be adequate.

En conséquence d'une comparaison qualitative de quelques équations qui décrivent des procès de diffusion de la lumière un modèle simple était développé pour le mécanisme de la diffusion dans des papiers couchés portant une trame à lignes imprimée. Le procès de diffusion est caractérisé par un seul paramètre. Il se montre que le degré de la rémission dépend de ce paramètre de diffusion, donc du papier et de la fréquence de la trame à lignes. A l'aide d'un instrument de mesure spécialement conçu la capacité pratique du modèle était examinée et trouvée très satisfaisante.

### 1. Einleitung

Aus zahlreichen Veröffentlichungen ist bekannt, daß die Dichte oder der Farbreiz eines Druckmusters ganz wesentlich von den inneren optischen Eigenschaften des Bedruckstoffes abhängt. Der Haupteinfluß ist in den Lichtstreuungen im Bedruckstoff zu sehen, durch die z. B. die Rastertonwerte oft dunkler sind, als sie aufgrund der geometrischen Flächendeckung und der Farbschichtdicke erwartet werden.

\* Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der TH Darmstadt

\*\* Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der TH Darmstadt bis 30. 6. 1980

\*\*\* Leiter des Instituts für Druckmaschinen und Druckverfahren der TH Darmstadt

Zunächst lassen sich für den einfarbig schwarzen Druck zwei Grenzfälle betrachten, auf die YULE und NIELSEN [1; S. 68–70] bereits 1951 hingewiesen haben. Hierfür werden Bedruckstoffe angenommen, deren optische Eigenschaften einfach beschreibbar sind.

Der erste Grenzfall bezieht sich auf einen Bedruckstoff, in den kein Licht eindringen kann, so daß es an unbedruckten Stellen direkt an der Oberfläche des Bedruckstoffes, z. B. aufgerautes Aluminium, gestreut wird. An bedruckten Stellen dringt das Licht durch die Farbschicht zur Bedruckstoffoberfläche, wird dort gestreut und tritt zum zweiten Mal durch die Farbschicht. Für diesen ersten Grenzfall folgt der Remissionsgrad  $\beta$  als Funktion des Remissionsgrades  $\beta_0$  der unbedruckten Oberfläche, des Flächendeckungsgrades  $\varphi$  und des Transmissionsgrades  $\tau_F$  der aufgedruckten Farbschicht zu

$$\beta = (1 - \varphi) \beta_0 + \varphi \cdot \tau_F^2 \cdot \beta_0$$

$$\text{oder } \beta = \beta_0 \cdot [1 - \varphi (1 - \tau_F^2)]$$

Der zweite Grenzfall bezieht sich auf einen Bedruckstoff, in den alles Licht eindringt und im Innern vollständig gleichmäßig und verlustfrei gestreut wird, z. B. sehr dickes und rückseitig verspiegeltes Opalglas. Gibt man den Transmissionsgrad  $\tau_0$  der Bedruckstoffoberfläche als Funktion des Flächendeckungsgrades  $\varphi$  und des Transmissionsgrades  $\tau_F$  der Farbschicht an mit

$$\tau_0 = (1 - \varphi) + \varphi \cdot \tau_F$$

$$\text{oder } \tau_0 = 1 - \varphi (1 - \tau_F)$$

so folgt der Remissionsgrad  $\beta$  für diesen zweiten Grenzfall aus der Tatsache, daß die Oberflächenschicht des Bedruckstoffes zweimal vom Licht durchlaufen werden muß, zu

$$\beta = \beta_0 \cdot [1 - \varphi (1 - \tau_F)]^2$$

Die optischen Eigenschaften von praxisüblichen Bedruckstoffen, z. B. von gestrichenem Papier, sind, durch den Aufbau der Bedruckstoffe bedingt, nur mit Mühe verständlich darstellbar und mathematisch nur in grober Näherung beschreibbar. Die aufgeführten Grenzfälle legen jedoch wegen der Ähnlichkeit der für den Remissionsgrad angegebenen Formeln eine verallgemeinerte Form nahe, beispielsweise

$$\beta = \beta_0 \cdot \left[ 1 - \varphi (1 - \tau_F)^{\frac{2}{n}} \right]^n$$

wobei  $n=1$  dem ersten und  $n=2$  dem zweiten Grenzfall entspricht.

YULE und NIELSEN [1; S. 61–73] haben daraufhin Dichtemessungen an Rasterdrucken ausgewertet und gefunden, daß die Dichte  $D$  eines Rasterdruckes auf praxisüblichem Bedruckstoff als Funktion der Dichte  $D_0$  des



unbedruckten Bedruckstoffes, der Volltondichte  $D_{VT}$ , des Flächendeckungsgrades  $\varphi$  und der empirisch zu ermittelnden Konstanten  $n$  näherungsweise angegeben werden kann mit

$$D = D_0 - n \cdot \lg \left[ 1 - \varphi \left( 1 - 10^{-\frac{D_{VT}}{n}} \right) \right] \quad (1)$$

Die Konstante  $n$  ist hierbei für jede Rasterfrequenz und jeden Bedruckstoff zu bestimmen.

Man mag vielleicht beim ersten Hinsehen einen Vorteil dieser Gleichung darin vermuten, daß ihre Parameter, nämlich die Dichte  $D_0$  des unbedruckten und die Dichte  $D_{VT}$  des vollflächig bedruckten Bedruckstoffes sowie der Flächendeckungsgrad  $\varphi$  einfach zu messen seien und daher der Faktor  $n$  leicht bestimmt werden könnte. Es ist allerdings fragwürdig, ob im Rasterdruck der Dichtewert der unbedruckten Zonen mit  $D_0$  und der Dichtewert der bedruckten Zonen mit  $D_{VT}$  übereinstimmt. Daraus folgt die Schwierigkeit, den Flächendeckungsgrad  $\varphi$  „richtig“ zu bestimmen, der bei exakter Anwendung von Gleichung (1) ein effektiver, auf die Dichtewerte  $D_0$  und  $D_{VT}$  bezogener Flächendeckungsgrad sein muß.

Die von YULE und NIELSEN angegebene Gleichung (1) ist empirischer Natur und daher physikalisch nicht erklärbar. So wurden auch Bedruckstoffe gefunden, für die die Konstante  $n$  zu  $n > 2$  bestimmt wurde. Diese Gleichung ist jedoch weit verbreitet, und man hat bisher eher versucht, ihre „Genauigkeit“ durch Korrekturglieder zu verbessern, als physikalisch begründete Modellvorstellungen zu einer tauglicheren Gleichung auszuwerten.

## 2. Beschreibung der Lichtstreuung im Bedruckstoff

### 2.1: Physikalische Grundlagen

Wenn ein Bedruckstoff mit Photonen bestrahlt wird, dann wirkt auf sein Oberflächenelement  $dx_0 \cdot dy_0$  die spektrale örtliche Bestrahlungsstärke

$$E_e(\lambda, x_0, y_0) / \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$$

Die Photonen dringen in den Bedruckstoff ein, da dessen Oberflächenschicht transparent ist. Im Innern des Bedruckstoffes werden die Photonen an den Kristalliten der Füllstoffe, an Pigmenten und an den Fasern gestreut. Da jedes Photon eine Energie  $W_\Phi = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}$  aufweist, läßt die spektrale örtliche Energiedichte  $w(\lambda, x, y, z)$  eines Volumenelements im Bedruckstoff eine theoretische, meßtechnisch jedoch nicht erfaßbare Aussage darüber zu, wieviele Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  sich gerade in dem betrachteten Volumenelement befinden.

Jedes dieser Volumenelemente ist mit einer Lichtquelle vergleichbar, weil es selbst eine Strahlungsmenge aussendet, die seinem Energieinhalt, also auch der Energie- bzw. Photonendichte, proportional ist. Alle aus dem

Volumenelement ausgetretenen Photonen werden laufend ersetzt, und zwar durch andere, direkt von der Strahlungsquelle oder von benachbarten Volumenelementen eingestrahlt Photonen. Die Energiedichte der einzelnen Volumenelemente ist daher zeitlich konstant.

Betrachtet man nun ein Volumenelement ( $dx \cdot dy \cdot dz$ ) an der Oberfläche des Bedruckstoffes, so verursachen die den Bedruckstoff auf dem Flächenelement ( $dx \cdot dy$ ) verlassenden Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  die spektrale spezifische Ausstrahlung

$$M_e(\lambda, x, y) / W \cdot m^{-2}$$

Sie kann durch die Messung der spektralen örtlichen Strahldichte  $L_e(\lambda, x, y)$ , meßtechnisch bedingt jedoch nur für ein größeres Flächenstück ( $\Delta x \cdot \Delta y$ ), bestimmt werden.

Die Streuprozesse im Innern eines Bedruckstoffes sind somit meßtechnisch nicht zugänglich. Lediglich die spektrale örtliche Bestrahlungsstärke und die spektrale örtliche spezifische Ausstrahlung sind meßtechnisch erfaßbar. Zur Erklärung des Zusammenhanges zwischen Bestrahlungsstärke und spezifischer Ausstrahlung ist man deshalb auf modellhafte Vorstellungen über die Lichtstreuung im Bedruckstoff angewiesen.

Zur Beschreibung von Streu- und Diffusionsprozessen sind einige physikalisch begründete Modellvorstellungen aus verschiedenen Fachgebieten bekannt, deren Übertragbarkeit auf Bedruckstoffe allerdings sorgfältig zu prüfen ist. Da die Streuvorgänge im Bedruckstoff meßtechnisch ja nicht erfaßbar sind, ist insbesondere unklar, welche physikalischen oder mathematischen Vereinfachungen zulässig sind.

## 2.2: Mathematische Ansätze zur Beschreibung der Streuungen im bedruckten Bedruckstoff

Man kann versuchen, den Weg eines einzelnen Photons innerhalb des Bedruckstoffes bis zu seinem Wiederaustritt zu verfolgen. Dazu werden die Kristallite, Füllstoffe etc., welche die Lichtstreuung beeinflussen, durch sogenannte *Streuzentren* dargestellt. Die physikalischen Eigenschaften und die geometrische Anordnung der Streuzentren spiegeln modellhaft die Bestandteile des Bedruckstoffes wieder. Führt man die Wegsimulation für eine ausreichend große Anzahl von Photonen durch, dann gewinnt man eine statistische Aussage zur Beschreibung der spektralen örtlichen spezifischen Ausstrahlung  $M_e(\lambda, x, y)$ . Dieses Vorgehen ist als Monte-Carlo-Methode bekannt und ergibt sich aus der Anwendung der Wahrscheinlichkeitstheorie auf die Streuvorgänge.

Da die Anwendung der Monte-Carlo-Methode auf Bedruckstoffe eine entsprechende Modellbildung (Verteilung der Streuzentren mit definierten Streu- und Absorptionseigenschaften) voraussetzt, ist eigentlich für jeden Bedruckstoff ein ihm entsprechendes Modell zu bilden. Dies ist allerdings nur sinnvoll, wenn ein Hersteller von Bedruckstoffen durch Variation von

Pigmenten und Füllstoffen bestimmte optische Eigenschaften des Bedruckstoffes erreichen möchte.

Im folgenden wird daher die Monte-Carlo-Methode nicht angewandt.

Unabhängig von der Modellbildung erhält man als Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation eine Tabelle oder Kurve, welche die Verteilung der vom Bedruckstoff ausgestrahlten Photonen wiedergibt. Zur Vereinfachung nachfolgender Berechnungen und zur Abstraktion über den konkreten Modellfall hinaus ist es zweckmäßig, die Verteilung durch eine explizite mathematische Funktion näherungsweise zu beschreiben. In ihrer Anwendung auf die Lichtstreuung im Bedruckstoff ordnet z. B. eine zweidimensionale Verteilungsfunktion  $\Psi(x-x_0, y-y_0)$  der Bestrahlungsstärke  $E_0$  der Bedruckstoffoberfläche an der Stelle  $(x_0, y_0)$  direkt die spezifische Ausstrahlung  $M_0$  an der Stelle  $(x, y)$  der Bedruckstoffoberfläche zu.

Die Streuvorgänge in Bedruckstoffen lassen sich mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitstheorie ausreichend genau simulieren, wenn der tatsächliche Aufbau der Bedruckstoffe in der Modellbildung zum Ausdruck kommt und die gewählte Verteilungsfunktion der gefundenen statistischen Verteilung entspricht. Aus der Analogie zu vergleichbaren statistischen Ergebnissen liegt nun a priori die GAUSS-Verteilung nahe.

RUCKDESCHEL und HAUSER [2; S. 3378] haben ohne Streumodellbildung durch Messung gefunden, daß die Verteilung der spezifischen Ausstrahlung mittels der GAUSS-Verteilung in der Form

$$\Psi_1(x, y) = \frac{1}{k \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\left(\frac{x-x_0}{k}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{y-y_0}{k}\right)^2}$$

für einige Papiere gut beschreibbar ist, während für andere Papiere die Verteilungsfunktion

$$\Psi_2(x, y) = \frac{k^2}{2} \cdot \frac{1}{\frac{k^2}{2} + (x-x_0)^2} \cdot \frac{1}{\frac{k^2}{2} + (y-y_0)^2}$$

besser mit ihren experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.  $k$  ist eine die Lichtdiffusion kennzeichnende Konstante. Beide Verteilungsfunktionen sind einfach integrierbar und wurden vermutlich deshalb zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse und für die daran angeschlossenen Berechnungen benutzt.

Zur Auswahl einer für Bedruckstoffe allgemein geeigneten Verteilungsfunktion dienen zusätzlich Erfahrungen aus anderen Wissensgebieten, vornehmlich aus der wissenschaftlichen Photographie. Dort sind Lichtdiffusionseffekte eingehend von FRIESER [3; S. 74 ff.] u. a. untersucht worden, weil sie die Abbildungsqualität ganz wesentlich beeinflussen. Wird z. B. eine sehr dünne Linie auf einer photographischen Schicht belichtet, so erscheint diese Linie nach der Entwicklung verwaschen, wobei die Schwär-

zungsverteilung der während der Belichtung gegebenen Energieverteilung in der Oberflächenschicht entspricht. Dieser Verwaschungseffekt ist eben darauf zurückzuführen, daß die in die photographische Schicht eingestrahelten Photonen während der Belichtung an den Silberhalogen-Kristalliten der Schicht gestreut wurden. Dieser Prozeß ist mit der Lichtstreuung im Bedruckstoff sehr gut vergleichbar.

Zur Beschreibung von Schwärzungsverteilungen haben sich einige Näherungsfunktionen bewährt [3; S. 120] und sind als sog. *Verwaschungsfunktionen* (engl.: light spread function) bekannt. Zur Beschreibung der Linienverwaschung dient z. B. oft die Linienverwaschungsfunktion

$$\Psi(x) = \frac{1}{k} \cdot e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} \quad (2)$$

$x_0$  ist der Ort der Belichtung und  $k$  eine schichtspezifische Konstante. Entstanden ist die Gleichung (2) eigentlich durch die Integration der Punktverwaschungsfunktion  $\Psi(x, y)$

$$\Psi(x, y) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{k^2} \cdot K_0 \left\{ \frac{2}{k} \cdot [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2] \right\} \quad (3)$$

Die Anwendung dieser Gleichung auf ein übliches Raster ist jedoch nur durch ein aufwendiges mathematisches Iterationsverfahren durchführbar.  $K_0$  ist die modifizierte BESSEL-Funktion zweiter Art nullter Ordnung.

Alternativ zum bisher diskutierten wahrscheinlichkeitstheoretischen Ansatz ist der Diffusionsansatz bekannt, der sich im Zusammenhang mit der Optik von Anstrichen als brauchbar erwiesen hat. Ein Anstrich enthält Bindemittel und Pigmente ebenso wie der Papierstrich. Daher sind die Streuvorgänge in Anstrichen mit denen im Papierstrich vergleichbar. KUBELKA und MUNK haben 1931 [4; S. 593 ff.] einen Differentialgleichungsansatz formuliert, wobei sie die streuende Schicht näherungsweise als ein optisches Kontinuum betrachtet haben, das durch eine Absorptions- und eine Remissionskonstante ausreichend charakterisiert ist. Die Lösung ihrer Gleichungen bereitet keine Schwierigkeiten und liefert ein qualitativ aussagefähiges Ergebnis.

Die Tatsache, daß das Ergebnis quantitativ weniger gut stimmt, deutet jedoch auf fragwürdige Vereinfachungen hin. In der Tat enthält ein Anstrich Pigmente, die in einem Bindemittel dispers verteilt sind, und ist daher kein optisches Kontinuum. Dies trifft im verstärkten Maß für Bedruckstoffe zu.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß bei konsequenter Anwendung der Diffusionstheorie für einen bedruckten Bedruckstoff eigentlich die Diffusionsgleichung für den stationären Fall

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = 0$$

unter Berücksichtigung der Verteilung der Druckfarbe auf der Oberfläche zu lösen wäre. Bei den hier vorliegenden Randbedingungen, gekennzeichnet durch die Verteilung der Druckfarbenschicht, wäre die exakte Lösung der Diffusionsgleichung mathematisch anspruchsvoll und sehr aufwendig.

Probleme dieser Art sind Probleme der Feldtheorie und kommen in vielen anderen Wissensgebieten vor, z. B. in der Elektrizitäts- und Wärmelehre. Die Methoden der Lösungsfindung sind deshalb bekannt, jedoch würde jede mathematisch noch so exakte Lösung den Nachteil, welcher schon der KUBELKA-MUNK-Lösung anhaftet, zeigen: man gewinnt nur qualitative, nicht aber quantitativ ausreichend genaue Aussagen.

Um so verwunderlicher ist es, daß die oben aufgeführte Linienverwaschungsfunktion, Gleichung (2), auch aus dem sehr einfachen Diffusionsgleichungsansatz, der sich auf die Energiedichte  $w$  der mit einem Linienraster bedruckten Oberflächenschicht bezieht, nämlich aus dem Ansatz

$$\frac{\partial w(x, y)}{\partial x} = -k \cdot w; \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial w(x, y)}{\partial z} = 0$$

hergeleitet werden kann, aus dem man durch Integrieren und Normieren direkt die Linienverwaschungsfunktion erhält. Der Ansatz ist für gestrichenes Papier dadurch begründbar, daß der Papierstrich relativ dünn ist, so daß Photonenbewegungen in  $z$ -Richtung innerhalb der Oberflächenschicht vernachlässigt werden können, und daß das Rohpapier je Volumenelement sehr viel weniger Streuzentren enthält als die darauf liegende Schicht des Striches.

So führt auch OITTINEN [5] die genannte Linienverwaschungsfunktion zur Beschreibung der Lichtstreuung im Bedruckstoff als dem KUBELKA-MUNK-Ansatz entsprechende Streufunktion an und verweist ihrerseits auf DAINY und SHAW [6; S. 190–215], deren Ergebnisse aus der linearen Übertragungstheorie abgeleitet sind und mit jenen von FRIESER [3; S. 80–140] übereinstimmen.

### 2.3: *Physikalisches Modell zur Beschreibung der Lichtstreuung an einem Linienrasterdruck*

Im physikalischen Modell des Linienrasterdruckes werden einige physikalische Eigenschaften von Licht, Druckfarbe und Bedruckstoff modellhaft vereinfacht beschrieben.

Der einfachste Fall liegt vor, wenn die Bestrahlungsstärke örtlich konstant und spektral unabhängig ist,  $E_{e0} = \text{const.}$ , die Bedruckstoffoberfläche also gleichmäßig bestrahlt wird. Diese Betrachtungsweise ist zumindest für einen ausgewählten Spektralbereich ohne Einschränkung gültig.

Die Farbschicht ist im Vergleich zu den übrigen Schichten des Bedruckstoffes sehr dünn. Praxisübliche Druckfarbschichten liegen in der Größenordnung von  $1\text{ }\mu\text{m}$  bis  $2\text{ }\mu\text{m}$ . Die Lichtstreuungen in der Farbschicht üben daher vermutlich auf die Lichtstreuungen im Bedruckstoff keinen wesentlichen Einfluß aus. Die Farbschicht wirkt wie ein der Bedruckstoffoberfläche aufgeprägtes Filter der Transparenz  $\tau_F$  (Abb. 1).

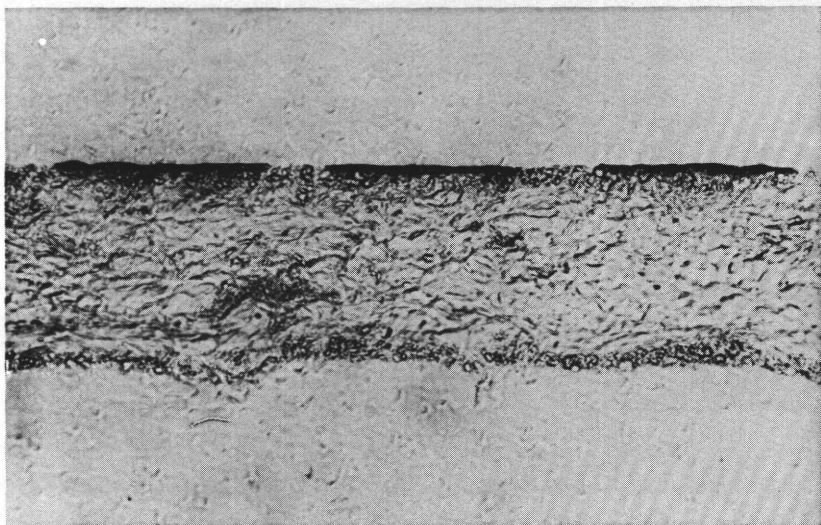


Abb. 1: Mikrotomschnitt durch ein gestrichenes, mit Linienraster bedrucktes Papier

Entsprechend der Druckfarbenverteilung ist die Farbschichtdicke  $d$  im allgemeinen örtlich nicht konstant und der Transmissionsgrad ist entsprechend den Farbpigmenten spektral abhängig. Man muß korrekt  $\tau_F(\lambda, d(x, y))$  angeben. An unbedruckten Stellen ist die Farbschichtdicke  $d=0$  und daher  $\tau_F=1$ .

Im Modell sei jedoch der Transmissionsgrad der Farbschicht im betrachteten Spektralbereich konstant; dies beinhaltet, daß die Farbschichtdicke als konstant angenommen wird. Der mit dem Linienraster bedruckte Bedruckstoff sei in der  $x, y$ -Ebene unendlich ausgedehnt (Abb. 2).

Die Rasterweite  $w_z$  kennzeichnet die Frequenz des Linienrasters. Der Flächendeckungsgrad  $\varphi$  ergibt sich aus der Breite  $2b$  der Farbstreifen und der Rasterweite  $w_z$  zu  $\varphi = \frac{2b}{w_z}$ .

Das Licht dringt nun durch die Farbschicht auf die Bedruckstoffoberfläche. Die an einer Stelle  $x_0$  der Bedruckstoffoberfläche wirksame Bestrahlungs-



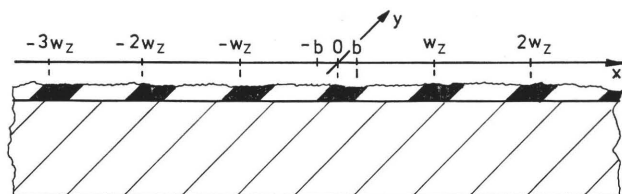


Abb. 2: Modell des Linienrasterdruckes

stärke ist an unbedruckten Stellen  $E_{e0}$  und an bedruckten Stellen  $\tau_F \cdot E_{e0}$ . Da der Transmissionsgrad der Farbschicht allein vom Ort  $x_0$  der Bedruckstoffoberfläche abhängt, gilt somit

$$E_e(x_0) = \tau_F(x_0) \cdot E_{e0}$$

Der Bedruckstoff selbst sei zugleich wenig und vernachlässigbar selektiv absorbierend. Der Strahlungseinfall in den Bedruckstoff ist, durch das Linienraster bedingt, linienförmig. Vermutlich genügt die Linienverwaschungs-Funktion 2, welche vor kurzem auch von Ritz [9; 5. 15] vorgeschlagen wurde, um mit ausreichender Genauigkeit die spezifische Ausstrahlung  $M_e(x)$  an der Stelle  $x$  der Bedruckstoffoberfläche in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke  $E_e(x_0)$  an der Stelle  $x_0$  der Bedruckstoffoberfläche zu beschreiben:

$$M_e(x) = E_e(x_0) \cdot \frac{1}{k} \cdot e^{-2 \frac{(x-x_0)^2}{k}} \quad (4)$$

### 3. Berechnung der spezifischen Ausstrahlung und des Remissionsgrades im Linienrasterdruck

#### 3.1: Die Ortsabhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung $M_e(x)$

Die Druckfarbschicht ist entsprechend dem physikalischen Modell entlang der  $x$ -Achse von  $-b$  bis  $+b$  ausgedehnt und wiederholt sich unendlich oft jeweils nach Perioden der Länge  $w_z$ . Versteht man die Farbschicht als ein dem Bedruckstoff aufgeprägtes Filter, so läßt sich dessen Transparenzfunktion angeben mit

$$\tau_F(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{2b}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x-n \cdot w_z}{2b}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x+n \cdot w_z}{2b}\right)$$

Das Farbfilter wird sowohl beim Strahlungseinfall als auch beim Strahlungsaustritt wirksam. Aus Gleichung (4) entsteht im Falle des Linienrasterdruckes durch Integration über alle Einstrahlungsorte  $x_0$

$$M_e(x) = E_{e0} \cdot \tau(x) \cdot \frac{1}{k} \cdot \int_{x_0=-\infty}^{+\infty} \tau(x_0) \cdot e^{-2 \cdot \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 \quad (5)$$

Die spezifische Ausstrahlung  $M_e(x)$  ist wie die aufgeprägte Farbschicht periodisch und symmetrisch zur x-Achse. Daher genügt es,  $M_e(x)$  im Bereich einer halben Periode des Linienrasters, z. B. für  $0 \leq x \leq w_z/2$  zu bestimmen.

Führt man Gleichung (5) nun zunächst für den Bereich  $0 \leq x \leq b$  aus, so erhält man die unendliche Summe von Integralen

$$M_e(x) = E_{e0} \cdot \frac{\tau_F}{k} \cdot \left[ \tau_F \int_{-b}^b e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \tau_F \int_{w_z-b}^{w_z+b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \dots + \right. \\ \left. + \int_{-w_z+b}^{-b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \tau_F \int_{-w_z-b}^{-w_z+b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \dots \right]$$

Durch Umformung der Integrale erreicht man, daß nur wenige Grundtypen mit verschiedenen Vorfaktoren übrig bleiben. Man erhält z. B.

$$\int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 = \int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{x_0-x}{k}} dx_0$$

und

$$\int_{w_z+b}^{2w_z-b} e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 = \int_{w_z+b}^{2w_z-b} e^{-2 \frac{x_0-x}{k}} dx_0 = e^{-2 \frac{w_z}{k}} \cdot \int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{x_0-x}{k}} dx_0$$

Die Vorfaktoren bilden jeweils geometrische Reihen. Da die Integration der Einstrahlungsorte  $x_0$  bis ins Unendliche auszuführen ist, erhält man mit den Grenzwerten der geometrischen Reihen



$$M_e(x) = E_{e0} \cdot \frac{\tau_F}{k} \cdot \left\{ \tau_F \int_{-b}^b e^{-2 \frac{|x-x_0|}{k}} dx_0 + \right. \\ \left. + \tau_F \cdot \frac{1}{1 - e^{\frac{2w_z}{k}}} \cdot \left[ \int_{w_z-b}^{w_z+b} e^{-2 \frac{x_0+x}{k}} dx_0 + \int_{w_z-b}^{w_z+b} e^{-2 \frac{x_0-x}{k}} dx_0 \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{1 + e^{\frac{2w_z}{k}}} \cdot \left[ \int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{x_0+x}{k}} dx_0 + \int_b^{w_z-b} e^{-2 \frac{x_0-x}{k}} dx_0 \right] \right\}$$

Durch Ausführen der Integration erhält man nach einigen Umformungen für den Bereich  $0 \leq x \leq b$

$$M_e(x) \Big|_{0 \leq x \leq b} = E_{e0} \cdot \tau_F \cdot \left[ \tau_F + (1 - \tau_F) \cdot \frac{\sinh \frac{w_z(1-\varphi)}{k}}{\sinh \frac{w_z}{k}} \cdot \cosh \frac{2x}{k} \right] \quad (6a)$$

Analog entsteht für den Bereich  $b \leq x \leq \frac{w_z}{2}$

$$M_e(x) \Big|_{b \leq x \leq \frac{w_z}{2}} = E_{e0} \cdot \left[ 1 + (\tau_F - 1) \cdot \frac{\sinh \frac{w_z \cdot \varphi}{k}}{\sinh \frac{w_z}{k}} \cdot \cosh \frac{w_z - 2x}{k} \right] \quad (6b)$$

Unter Ausnutzung von Symmetrie und Periodizität kann aus Gleichung (6) die Ortsabhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung  $M_e(x)$  für beliebige Orte  $x$  angegeben werden. Dies ist in Abb. 3 beispielhaft ausgeführt, wobei der Flächendeckungsgrad  $\varphi = 0,5$ , die Konstante  $k = 100 \mu\text{m}$  und die Rasterweite  $w_z = 200 \mu\text{m}$  eingesetzt sind.

### 3.2: Die Frequenzabhängigkeit des Remissionsgrades $\beta(w_z)$

Die spezifische Ausstrahlung  $M_e$  ist definitionsgemäß der aus einem Flächenelement  $A_1$  austretende Strahlungsfluß  $\Phi_e$

$$M_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial A_1}$$

Sie ist in der Praxis nur für transparente Proben direkt meßbar, weil in ihr die Strahlung in alle Raumwinkel des Halbraumes über  $A_1$  enthalten ist. Zur Charakterisierung von remittierenden Proben dient die Strahl-

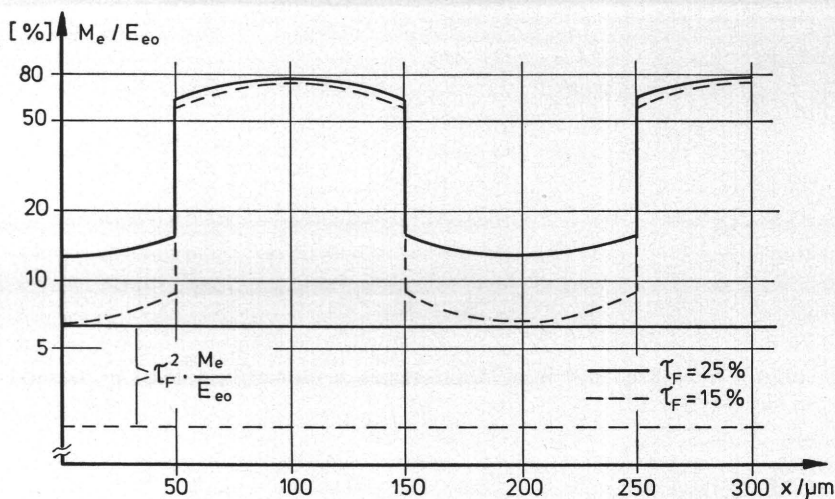


Abb. 3: Beispielhafte Ortsfunktion der spezifischen Ausstrahlung  $M_e(x)$  eines Linienrasterdruckes

dichte  $L_e$ , die einen Empfänger trifft, der die Fläche  $A_1$  betrachtet und sie dabei unter dem Raumwinkel  $\omega$  sieht [7]

$$L_e = \frac{\partial^2 \Phi_e}{\cos \varepsilon_2 \cdot \partial A_1 \cdot \partial \omega} = \frac{\partial M_e}{\cos \varepsilon_2 \cdot \partial \omega}$$

Da die Oberfläche des Bedruckstoffes das eingestrahlte Licht gestreut abstrahlt, ist die geometrische Anordnung des Empfängers nicht von ausschlaggebender Bedeutung. Man kann beispielsweise annehmen, daß die spezifische Ausstrahlung mit einem Empfänger, dessen Empfindlichkeit spektral unabhängig sei, senkrecht über der Bedruckstoffoberfläche gemessen wird. Der Bestrahlungswinkel  $\varepsilon_2$  ist dann  $0^\circ$  und daher  $\cos \varepsilon_2 = 1$ . Berücksichtigt man den Raumwinkel  $\omega$  durch den Proportionalitätsfaktor  $C_2$ , der für jeden beliebigen Abstand des Strahlungsempfängers von der Bedruckstoffoberfläche definiert ist, so wird

$$L_e = C_2 \cdot M_e$$

Durch Vergleich mit der Strahldichte  $L_{ew}$  der unter gleichen geometrischen Bedingungen gemessenen vollkommen streuenden und „weiß“ reflektierenden ( $\rho = 1$ ) Fläche erhält man den Remissionsgrad zu

$$\beta = \frac{L_e}{L_{ew}}$$

wobei analog  $L_{ew} = C_2 \cdot M_{ew} = \frac{C_2}{C_1} \cdot E_{e0}$  gilt.

Der Proportionalitätsfaktor  $C_1$  dient zur Berücksichtigung der geometrischen Anordnung zur Bestrahlung der Meßfläche, bei der die Bestrahlungsstärke  $E_e = E_{e0}$  am Ort der Meßfläche beträgt. Zur Messung der Strahldichte  $L_e$  muß die Probenfläche  $A_1$  ausreichend groß sein, sie ist im allgemeinen nicht differentiell klein. Benutzt man zur Messung an einem Linienrasterdruck eine spaltförmige Blende, so kann ihre Ausdehnung in x-Richtung dennoch sehr klein sein. In diesem Fall wird der örtliche Remissionsgrad  $\beta(x)$  durch die Messung der örtlichen Strahldichte  $L_e(x)$  bestimmbar.

$$L_e(x) = C_2 \cdot M_e(x)$$

$$\beta(x) = \frac{L_e(x)}{L_{ew}} = \frac{C_1}{C_2} \cdot \frac{L_e(x)}{E_{e0}} = C_1 \cdot \frac{M_e(x)}{E_{e0}}$$

Der örtliche Remissionsgrad  $\beta(x)$  ist jedoch nur für große Rasterweiten  $w_z$  visuell wirksam. Die drucktechnisch interessanten Rasterweiten  $w_z$  haben zur Folge, daß der Mittelwert der Strahldichte  $L_e$  visuell wirksam wird. Man erhält daher den Remissionsgrad  $\beta$  zu

$$\beta = \frac{\int_0^{w_z/2} L_e(x) dx}{\int_0^{w_z/2} L_{ew} dx}$$

und somit

$$\beta = C_1 \cdot \frac{2}{E_{e0} \cdot w_z} \cdot \int_0^{w_z/2} M_e(x) dx$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6) und Ausführen des Integrals wird

$$\beta(w_z) = C_1 \cdot \left[ 1 - \varphi(1 - \tau_F^2) - \frac{k}{w_z} \cdot \frac{\sinh \frac{w_z \varphi}{k} \cdot \sinh \frac{w_z(1-\varphi)}{k}}{\sinh \frac{w_z}{k}} \cdot (1 - \tau_F)^2 \right] \quad (7)$$

Abb. 4 zeigt die aus Gleichung (7) berechnete Frequenzabhängigkeit des Remissionsgrades  $\beta$ , wobei der Flächendeckungsgrad  $\varphi = 0,5$  und die Konstante  $k = 100 \mu\text{m}$  gewählt wurden.

Vergleicht man Gleichung (7) mit den von YULE und NIELSEN [1] angegebenen Grenzfällen, so erhält man

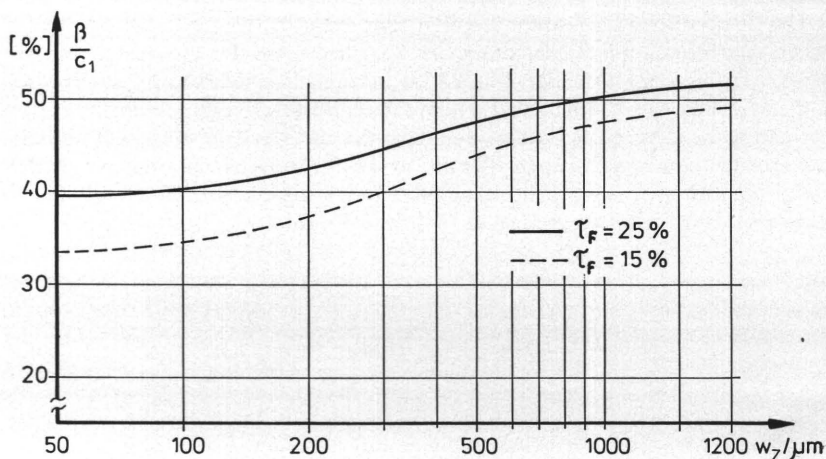


Abb. 4: Beispielhafte Frequenzfunktion des Remissionsgrades  $\beta$  eines Linienrasterdruckes

- a) für einen Bedruckstoff, in den kein Licht eindringen kann  
 $\left(\frac{k}{w_z} \rightarrow 0\right)$ ,

$$\text{wird } \sinh \frac{w_z}{k} \approx e^{\frac{w_z}{k}} \quad \text{und} \quad \frac{k}{w_z} \cdot \frac{e^{\frac{w_z}{k} \cdot \varphi} \cdot e^{\frac{w_z}{k}} \cdot e^{-\frac{w_z}{k} \cdot \varphi}}{e^{\frac{w_z}{k}}} \rightarrow 0$$

und Gleichung (7) vereinfacht sich für diesen Grenzfall zu

$$\beta = C_1 \cdot [1 - \varphi (1 - \tau_F^2)]$$

- und b) für einen Bedruckstoff, in den alles Licht eindringt und im Innern gleichmäßig und verlustfrei gestreut wird  $\left(\frac{w_z}{k} \rightarrow 0\right)$ , entsteht

$$\text{mit } \sinh \frac{w_z}{k} \approx \frac{w_z}{k} \quad \text{und} \quad \frac{k}{w_z} \cdot \frac{\frac{w_z}{k} \varphi \cdot \frac{w_z}{k} \cdot (1 - \varphi)}{\frac{w_z}{k}} = \varphi \cdot (1 - \varphi)$$

aus Gleichung (7) für diesen Grenzfall

$$\beta = C_1 \cdot [1 - \varphi (1 - \tau_F^2) - \varphi (1 - \varphi) (1 - \tau_F)^2]$$

und ist identisch mit

$$\beta = C_1 \cdot [1 - \varphi (1 - \tau_F)]^2$$

3.3: Die Frequenzabhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung  $M_e(w_z)$ 

Die Abhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung  $M_e$  vom Ort  $x$  ist periodisch und durch das Raster festgelegt. Es ist bekannt, daß solche periodischen Funktionen auch als Funktion ihrer Periodenlänge bzw. ihrer Frequenz dargestellt werden können. Das mathematische Hilfsmittel hierfür ist die Fouriertransformation.

Eine periodische Funktion  $f(x)$ , die nach einer Periode  $T$  wieder denselben Wert aufweist  $f(x) = f(x + T)$ , kann als Funktion ihrer Periodenlänge  $T$  dargestellt werden.

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + a_1 \cdot \cos \frac{2\pi x}{T} + a_2 \cdot \cos \frac{4\pi x}{T} + \dots + a_n \cdot \cos \frac{2n\pi x}{T} + b_1 \cdot \sin \frac{2\pi x}{T} + b_2 \cdot \sin \frac{4\pi x}{T} + \dots + b_n \cdot \sin \frac{2n\pi x}{T}$$

Die Koeffizienten  $a_0 \dots a_n$  und  $b_1 \dots b_n$  sind berechenbar. Für eine gerade Funktion, d. h.  $f(x) = f(-x)$ , gilt z. B.

$$a_i = \frac{4}{T} \cdot \int_0^{T/2} f(x) \cdot \cos \frac{2i\pi x}{T} \cdot dx; \quad b_i = 0; \quad i = 0, 1, 2, \dots$$

Durch Anwendung der Fouriertransformation auf die als Filter wirksame Farbschicht gemäß Abb. 2 erhält man z. B. mit

$$\tau(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{2b}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \text{rect}\frac{x-n \cdot w_z}{2b} + \sum_{n=1}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{x+n \cdot w_z}{2b}\right)$$

die Koeffizienten  $a_0 = \frac{1}{2} - 2\varphi(1 - \tau_F)$

und  $a_i = -\frac{2}{i\pi} \cdot (1 - \tau_F) \cdot \sin(i\varphi\pi); \quad i = 1, 2, 3$

Da eine Farbschicht, deren Transparenzfunktion  $\tau(x)$  sinusförmig ist, drucktechnisch nicht reproduzierbar ist, treten sehr viele Frequenzen auf. Man kann jedoch den Flächendeckungsgrad  $\varphi$  so wählen, daß die Hälfte der Frequenzen verschwindet ( $\varphi = 0,5$ ). Dadurch bleiben lediglich

$$a_1 = \frac{2}{\pi} \cdot (1 - \tau_F) \quad a_3 = \frac{2}{3\pi} \cdot (1 - \tau_F) \quad a_5 = \frac{2}{5\pi} \cdot (1 - \tau_F) \quad \dots$$

$$a_2 = 0$$

$$a_4 = 0$$

$$\dots$$

Das ins Papier eingestrahlte Bestrahlungsstärke-Spektrum wird zu

$$E_e(x) = E_{e0} \cdot \left\{ \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot (1 - \tau_F) + \frac{2}{\pi} \cdot (1 - \tau_F) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{1 + 2n} \cdot \cos \left[ \frac{2(1 + 2n)\pi x}{w_z} \right] \right\}$$

Die Lichtstreuung im Bedruckstoff wirkt sich nun wie ein Tiefpaß aus, so daß der konstante Anteil

$$E_{e, \text{const}} = E_{e0} \cdot \left[ \frac{1}{4} - \frac{1}{2} (1 - \tau_F) \right]$$

ohne Abschwächung unabhängig von der Rasterweite  $w_z$  erhalten bleibt; die übrigen Anteile werden umso stärker abgeschwächt, je kürzer ihre Periode im Vergleich zur Konstanten  $k$  ist.

Wenn die Photonen beim Austritt aus dem Bedruckstoff die Farbschicht zum zweitenmal durchlaufen, so wirkt sich dies auf das Frequenzspektrum wie ein nichtlineares Element aus, denn nach dem zweiten Durchlaufen der Farbschicht sind alle im Farbfilter enthaltenen Frequenzen wieder im Frequenzspektrum der spezifischen Ausstrahlung vorhanden.

Im Bereich der wissenschaftlichen Photographie benutzt man zur Darstellung frequenzabhängiger Übertragungseigenschaften häufig die Modulationsübertragungs-Funktion. Ihre Verwendung scheint für das behandelte Linienraster-Modell aus zwei Gründen nicht sinnvoll: Sie müßte erstens für jede Rasterweite  $w_z$  und Linienbreite  $2b$  neu berechnet werden und würde dann auch nur für diese Rasterweiten-Linienbreiten-Kombination gelten. Zweitens entspricht der Remissionsgrad  $\beta$  dem Mittelwert des remittierten Lichts, auf den ja der Modulationsfaktor bezogen ist, und ist selbst von Rasterweite zu Linienbreite abhängig.

Die Fouriertransformation ist jedoch auch auf die örtliche spezifische Ausstrahlung  $M_e(x)$  nach Gleichung (6) anwendbar. Nimmt man aus dem o. a. Grunde wieder  $\varphi = 0,5$  an, so wird die Amplitude  $a_1$  der Grundwelle zu

$$a_1 = E_{e0} \cdot (1 - \tau_F^2) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \left[ 1 - \frac{2}{1 + \left[ \frac{w_z}{k\pi} \right]^2} \right] \quad (8)$$

Die Amplitude  $a_{10}$  der Grundwelle für einen nichtstreuenden Bedruckstoff ( $k \rightarrow 0$ ) kann als Bezugswert herangezogen werden. So erhält man den Übertragungsgrad  $\bar{U}_{a1}$  der Grundwelle zu

$$\bar{U}_{a1} = \frac{a_1}{a_{10}} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \tau_F}{1 + \tau_F} \cdot \frac{1}{1 + \left[ \frac{w_z}{k\pi} \right]^2} \quad (9)$$

Entsprechende Übertragungsgrade  $\bar{U}_{ai}$  für beliebige Oberwellen können analog berechnet werden.

Der charakteristische Einfluß der Rasterweite  $w_z$  auf die Amplituden der Ortsfunktion  $M_e(x)$  wird jedoch bereits mit Gleichung (9) erfaßt. Abb. 5 zeigt die aus Gleichung (9) berechnete Frequenzabhängigkeit der spezifischen Ausstrahlungsamplituden für den Flächendeckungsgrad  $\varphi=0,5$  und die Konstante  $k=100 \mu\text{m}$ .

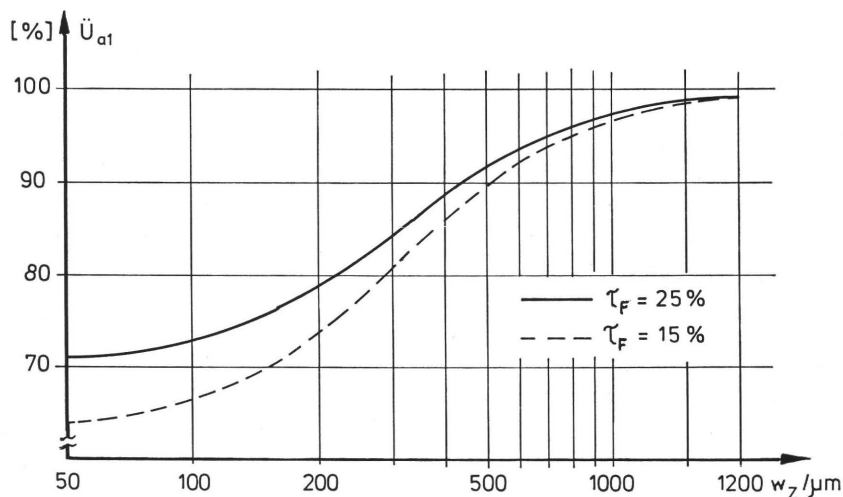


Abb. 5: Beispielhafte Frequenzfunktion der spezifischen Ausstrahlung eines Linienrasterdruckes

#### 4. Meßtechnische Überprüfung des Linienraster-Modells

##### 4.1: Untersuchungen zur Eingrenzung möglicher Fehler

Als Vorlage diente ein Strichraster, das mittels eines Koordinatographen aus einer Folie ausgehoben wurde. Der Flächendeckungsgrad betrug  $\varphi=50\%$ , die Abweichung maximal  $\Delta\varphi=\pm 0,2\%$ . Aus diesem Strichraster entstanden durch photographische Verkleinerungen<sup>1</sup> Linienraster mit verschiedenen Rasterweiten zwischen etwa  $35 \mu\text{m}$  und  $1000 \mu\text{m}$ , die auf die Druckplatte kopiert wurden. Die Dicke des Farbauftrages im Druck wurde

<sup>1</sup> Die Versuche wurden mit folgenden Materialien durchgeführt:

Photoplatten: Kodak HRP

Druckmaschine: Roland Favorit RF 01

Druckpapier: gestr. Papier 120 g/m<sup>2</sup>

Druckplatte: Ozasol P 3

Druckfarbe: Hartmann Cartoset Normschwarz S 8921



ebenfalls variiert, so daß der Transmissionsgrad der Farbschicht zwischen etwa 13% und 55% lag. Der Flächendeckungsgrad  $\varphi$  betrug nach dem Druck meist mehr als 50%, lediglich bei niedrigen Rasterfrequenzen und dünnem Farbauftrag entsprach das Druckergebnis den für die folgenden Messungen notwendigen Voraussetzungen. Generell war der Farbauftrag örtlich relativ starken Schwankungen unterworfen, so daß der Flächendeckungsgrad nur ziemlich ungenau bestimmt werden konnte.

Dies führte zu Konsequenzen für die Auswahl der Meßmethode. Die direkte Messung der Ortsfunktion der spezifischen Ausstrahlung scheidet zur Überprüfung des physikalischen Modells aus, weil der Farbauftrag unregelmäßig ist und örtlich vom o. a. physikalischen Modell relativ stark abweicht.

Zur Messung des Remissionsgrades würde bei den vorliegenden Linienrasterdrucken ein Meßgerät benötigt, das bezüglich der Probenfläche, die zwischen 0,25 cm<sup>2</sup> und 100 cm<sup>2</sup> variierte, sehr variabel ist. Zudem müßte zur Auswertung gemäß Gleichung (7) der Flächendeckungsgrad relativ genau bekannt sein.

Die Frequenzabhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung ist demgegenüber mit meßtechnisch relativ einfachen Mitteln überprüfbar. Die Ortsfunktion der spezifischen Ausstrahlung wird hierzu in ihr Frequenzspektrum überführt, so daß die Amplituden  $a_1$  der Grundwellen bei verschiedenen Rasterfrequenzen und Transmissionsgraden der Farbschicht bestimmbar sind. Der große Vorteil dieser Meßmethode gegenüber den vorgenannten ist, daß die Schwankungen des Flächendeckungsgrades um  $\varphi = 50\%$  die Amplitude der Grundwelle nur sehr wenig beeinflusst, da gemäß Gleichung (8)  $\frac{\partial a_1}{\partial \varphi}$  verschwindet.

Zur Eichung der Amplitudenmessung benötigt man die Vergleichsamplitude eines bekannten Signals. So kann z. B. das Zeitsignal eines Frequenzgenerators in sein Frequenzspektrum überführt werden. Dabei bietet sich die Möglichkeit, den Frequenzgenerator so einzustellen, daß sein Zeitsignal dem Ortssignal der spezifischen Ausstrahlung eines Bedruckstoffs, in den kein Licht eindringt, entspricht. Dadurch läßt sich der Übertragungsfaktor der Grundwelle aus Gleichung (9) bestimmen und aus ihm die Konstante  $k$ , die die Lichtdiffusion im Bedruckstoff laut Modell kennzeichnet. Man erhält

$$k = \frac{w_z}{\pi \cdot \sqrt{\frac{1 - \tau_F}{1 + \tau_F} \cdot \frac{1}{1 - \dot{U}_a} \cdot \frac{1}{2} - 1}} \quad (10)$$

Die Konstante  $k$  ist eine Materialkonstante des Bedruckstoffs und muß daher von Rasterweite und Farbschichtdicke unabhängig sein. Sie eignet sich daher gut zur Überprüfung der Modellvorstellungen. Zudem sind



Untersuchungen zur Bestimmung dieser Konstanten bekannt, die ohne Farbauftrag arbeiten und deren Ergebnisse als Vergleich herangezogen werden können, z. B. [2; S. 3378–3379] und [8; S. 339].

#### 4.2: Aufbau des Meßplatzes

Die wesentlichen Elemente der Meßanordnung sind ein Mikroskop, dessen Mikroskopiertisch motorisch angetrieben wird, ein Photomultiplier und ein Frequenzanalysator. Abb. 6 zeigt eine schematische Skizze des Meßaufbaus.

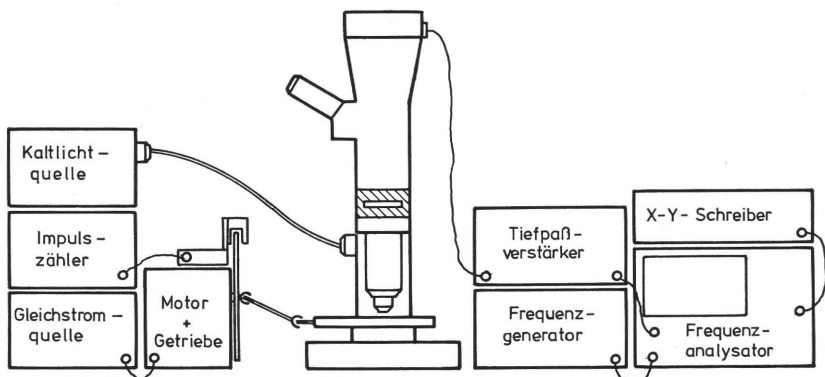


Abb. 6: Schematische Skizze des Meßaufbaus

Der Mikroskopiertisch, auf dem die Meßprobe befestigt ist, wird über die Gelenkwelle und das Getriebe von einem Gleichstrommotor angetrieben. Die Vorschubgeschwindigkeit des Mikroskopiertisches ist der Drehzahl der fest mit der Gelenkwelle verbundenen Schlitzscheibe proportional und dadurch leicht regelbar.

Die Meßprobe wird durch das Objektiv des Mikroskop-Photometers<sup>2</sup> beleuchtet. Das von der Meßprobe zurückgestrahlte Licht gelangt durch das Objektiv und die spaltförmige Blende des Mikroskop-Photometers in den Photomultiplier. Sein Ausgangssignal wird rauschgefiltert und verstärkt zum Frequenzanalysator weitergeleitet, auf dessen Bildschirm wahlweise dieses Signal oder die Fouriertransformierte zur Anzeige kommt.

<sup>2</sup> Zur Durchführung der Messungen wurden folgende Geräte benutzt:

Kaltlichtquelle: Schott & Gen, KL 150 B

Mikroskop-Photometer: Leitz MPE

Photomultiplier: Fernseh GmbH FS9A

Frequenzanalysator: Nicolet 440 A (Inst. f. Papierfabrikation, THD)

Frequenzgenerator: Wavetek 180

Der Frequenzgenerator erzeugt ein definiertes Zeitsignal, mit dessen Hilfe die Eichung ermöglicht wird. Der X-Y-Schreiber dient zum Protokollieren der Messungen und als Hilfe beim Eichen.

Zur Eichung wird dem Frequenzgenerator ein Signal entnommen, das dem Signal eines Bedruckstoffs ohne Lichtdiffusion entspricht. Dieses Signal ist dem gewählten physikalischen Modell des Linienrasterdruckes entsprechend rechteckförmig. Die Frequenz des Rechtecksignals ergibt sich aus der Rasterfrequenz und der Vorschubgeschwindigkeit des Mikroskopiertisches. Die Amplituden des Rechtecksignals werden am Eingang des Frequenzanalysators auf die Spannungssignale des Photomultipliers für unbedrucktes und vollflächig bedrucktes Papier abgeglichen. Die Eichung ist für jede Meßprobe durchzuführen, denn der Dichtewert des vollflächig bedruckten Bedruckstoffes ist örtlichen Schwankungen unterworfen, so daß das Spannungssignal des Photomultipliers für vollflächig bedrucktes Papier von Meßprobe zu Meßprobe innerhalb eines Druckbogens verschieden sein kann.

Da der Frequenzanalysator das Leistungsspektrum des Eingangssignals nur rasterförmig anzeigt, muß die Vorschubgeschwindigkeit des Mikroskopiertisches hochgenau regelbar sein, damit keine Frequenzverschiebungen entstehen. Wegen dieser Schwierigkeit ist es zweckmäßig, mehrere Messungen an jeder Probe durchzuführen und den Übertragungsfaktor der Grundwelle nach Gleichung (9) aus dem Leistungsspektrum des Eichsignals und den mittleren Leistungsspektren der Meßprobe zu bestimmen.

Man erhält z. B.

$$\bar{U}_a = \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{n} \cdot \sum_1^n A_{ip}\right)^2 + \left(\frac{1}{n} \cdot \sum_1^n A_{jp}\right)^2 + \left(\frac{1}{n} \cdot \sum_1^n A_{kp}\right)^2}}{\sqrt{A_{iR}^2 + A_{jR}^2 + A_{kR}^2}} \quad (11)$$

wobei sich die Amplitude  $A_j$  auf die Hauptamplitude und die Amplituden  $A_i$  und  $A_k$  auf die Seitenbänder der Grundwelle des Leistungsspektrums beziehen. Die Amplituden  $A_p$  sind den Meßproben zugeordnet, die Amplituden  $A_R$  dem Rechtecksignal des Frequenzgenerators.

#### 4.3: Ergebnisse der meßtechnischen Überprüfung des Linienraster-Modells

Zunächst stellten wir fest, daß die die Diffusion von Licht im Bedruckstoff kennzeichnende Konstante  $k$  von der Rasterweite  $w_z$  und der Dicke der aufgetragenen Farbschicht unabhängig ist. So erhielten wir für das benutzte gestrichene Papier den Wert  $k = 148 \mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ . Größere Abweichungen von diesem Wert traten nur dann auf, wenn die Abweichung vom gewünschten Flächendeckungsgrad  $\varphi = 50\%$  etwa  $\Delta\varphi = \pm 8\%$  übertraf.

Bei der Bestimmung des  $k$ -Wertes aus Gleichung (10) traten keinerlei Schwierigkeiten auf. Der Transmissionsgrad  $\tau_F$  der aufgetragenen Farb-

schicht wurde aus zwei Dichtemessungen bestimmt, nämlich für unbedrucktes  $D_0$  und vollflächig bedrucktes Papier  $D_{VT}$ , zu

$$\tau_F = 10^{\frac{D_0 - D_{VT}}{2}}$$

Aufgrund der ausgezeichneten Reproduzierbarkeit unserer Meßergebnisse halten wir das oben abgeleitete physikalische Modell des Linienrasterdrucks für brauchbar. Bei Druckversuchen mit Naturpapier stellten wir fest, daß der gewünschte Flächendeckungsgrad kaum eingehalten werden konnte. Die Druckfarbe wird vorzugsweise auf Fasern übertragen, die sich direkt an der Oberfläche des Bedruckstoffes befinden, und wird entlang dieser Fasern, die teilweise bis weit ins Innere des Bedruckstoffes reichen, abgelagert. Beim Drucken mit dünnem Farbauftrag nehmen nur die Faserspitzen Farbe an, so daß kein geschlossener Farbfilm entsteht. Beim Drucken mit hoher Farbschichtdicke werden im Bereich der gedruckten Linien auch die Zwischenräume zwischen Fasern, Pigmenten und Füllstoffen mit Farbe ausgefüllt, der Farbauftrag ist sehr ungleichmäßig, die Oberfläche trägt jedoch einen geschlossenen Farbfilm. Andererseits ragen auch Fasern aus bedruckten Zonen bis weit in unbedruckte Zonen hinein und nehmen Farbe an.

Dennoch unternahmen wir auch einige Meßversuche an Drucken auf Naturpapier. Hierbei stellten wir fest, daß der  $k$ -Wert für Naturpapier etwa doppelt so groß ist wie für gestrichenes Papier.

Zum Vergleich kann man Untersuchungen von YULE, HOWE und ALTMANN [8] heranziehen, die unbedrucktes Papier einseitig unter  $45^\circ$  bestrahlten und senkrecht über dem Papier einen Photodetektor installierten.

Dabei projizierten sie eine Kante auf die Papierebene und konnten durch gleichzeitige Verschiebung von Bestrahlungseinrichtung und Meßprobe die remittierte, durch die Streuungen im Papier verwaschene Kante aufzeichnen. Berechnet man aus ihren Untersuchungen die  $k$ -Werte, so erhält man die Ergebnisse gemäß nachfolgender Tabelle:

Papierart	$k$ -Wert
ungestr. Papier	229 $\mu\text{m}$
Barytgestr. Papier	95 $\mu\text{m}$
normal gestr. Papier	102 $\mu\text{m}$
Dioxidgestr. Papier	40 $\mu\text{m}$

Zum zusätzlichen Vergleich mögen die Ergebnisse von RUCKDESCHEL und HAUSER [2] dienen, die für gestrichene Papiere  $k$ -Werte zwischen 100  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  fanden.

## 5. Zusammenfassung

Ausgehend von einer qualitativen Beschreibung der Lichtstreuung im Papier wurden einige bekannte mathematische Ansätze zur Beschreibung

von Streu- und Diffusionsprozessen vorgestellt und überprüft, ob sie möglicherweise zur quantitativen Beschreibung der Lichtstreuung im Papier geeignet sind. Dies führte zur Definition eines einfachen physikalischen Modells für den Linienrasterdruck auf gestrichenem Papier, wobei das Streuverhalten des Bedruckstoffs mit einer Kenngröße charakterisiert ist.

Anhand des physikalischen Modells konnte der Einfluß der Lichtstreuung auf einige technisch interessante Parameter berechnet werden. So ergab sich u. a., daß der Remissionsgrad auch vom Streuverhalten des Bedruckstoffs und der Frequenz des Linienrasters abhängig ist. Die Modulationsübertragungsfunktion scheint zur Kennzeichnung der Übertragungseigenschaften von Papieren demzufolge wenig sinnvoll, da grundsätzlich sowohl die Remissionsmittelwerte als auch die Remissionsamplituden frequenzabhängig sind.

Die Anwendbarkeit des physikalischen Modells wurde durch die meßtechnische Auswertung von Druckmustern überprüft. Zu diesem Zweck ist ein Meßverfahren entwickelt worden, das die Berechnung der Kenngröße für das Streuverhalten des Bedruckstoffs ermöglicht. Die Meßergebnisse zeigten weitgehende Übereinstimmung mit dem physikalischen Modell, sie sind auch gut mit bekannten Meßergebnissen bezüglich der Streueigenschaften von Bedruckstoffen vereinbar.

#### Literaturverzeichnis

- [1] YULE, J. A. C., und W. J. NIELSEN, The penetration of light into paper and its effect on halftone reproduction. TAGA Proc. 1951, S. 65—76
- [2] RUCKDESCHEL, F. R., und O. G. HAUSER, Yule-Nielsen effect in printing: a physical analysis. Appl. Opt. 17 (1978), S. 3376—3383; Nr. 21
- [3] FRIESER, H., Photographische Informationsaufzeichnung. München-Wien: R. Oldenbourg 1975
- [4] KUBELKA, P., und F. MUNK, Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche. Z. techn. Physik 12 (1931), S. 593—601; Nr. 11a
- [5] OITTINEN, P., Limits of microscopic print quality. Advances in Printing Science and Technology, 16th Int. IARIGAI Conference, Miami 1981. London: Pentech Press 1982, S. 121—138
- [6] DAINY, F. C., und R. SHAW, Image Science. London: Academic Press 1974
- [7] Deutsche Normen. DIN 5036, Blatt 1: Bewertung und Messung der lichttechnischen Eigenschaften von Werkstoffen. 1963
- [8] YULE, J. A. C., D. J. HOWE und J. H. ALTMANN, The effect of the spread-function of paper on halftone reproduction. TAPPI Proc. 50 (1967), S. 338—340; Nr. 7
- [9] RITZ, A., Mikrofeine Strukturen im Offsetdruck. Papier- u. Kunststoff-Verarb. 1982, Nr. 4, S. 14—16

Anschrift der Verfasser:

Prof. Dipl.-Ing. K. R. Scheuter

Dipl.-Ing. G. Fischer

Dr. rer. nat. J. Rodriguez-Giles

Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren

Alexanderstr. 22

D-6100 Darmstadt

Eingang des Manuskriptes:

30. Juni 1982